

硅基自旋注入研究进展

卢启海^{1 2 3}, 黄蓉¹, 郑礴², 李俊¹, 韩根亮², 闫鹏勋³, 李成¹

(1. 厦门大学 物理与机电工程学院 半导体光电子学研究中心, 福建 厦门 361005;

2. 甘肃省科学院 传感技术研究所 甘肃省传感器与传感技术重点实验室, 兰州 730000;

3. 兰州大学 物理科学与技术学院, 兰州 730000)

摘要: 自旋注入、自旋探测和自旋操控是构建半导体自旋电子器件的基础。在硅基材料上采用电的方式进行自旋注入, 有利于自旋器件与微电子芯片的集成化, 是当前该领域的研究热点课题之一。简要概述了硅基自旋注入的研究进展, 首先介绍了半导体自旋注入的原理和方法, 着重评述了以磁隧道结 (MTJ) 结构为核心的硅基自旋注入的研究进程, 然后详细论述了硅基自旋注入的测试原理、器件结构和实验方法, 最后给出了硅基自旋注入的主要研究目标和发展方向, 并展望了硅基自旋电子器件的前景。

关键词: 自旋电子器件; 硅基自旋注入; 自旋探测; Hanle 曲线; 磁隧道结

中图分类号: TN301; TN389 **文献标识码:** A **文章编号:** 1003-353X (2015) 09-0641-06

Research Progress of Silicon-Based Spin Injection

Lu Qihai^{1 2 3}, Huang Rong¹, Zheng Bo², Li Jun¹, Han Genliang²,

Yan Pengxun³, Li Cheng¹

(1. Semiconductor Photonics Research Center, School of Physics and Mechanical and Electrical Engineering Xiamen University, Xiamen 361005, China; 2. Gansu Key Laboratory of Sensor and Sensor Technology, Institute of Sensor Technology, Gansu Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China; 3. School of Physical Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: The spin injection, spin detection and spin manipulation in semiconductor are the foundation for building spintronic devices. The silicon-based materials using electrical methods to spin injection can be beneficial to the integration of microelectronic chip with spintronic devices, and which is one of hot topics of research in this field. The research progress of the silicon-based spin injection is summarized briefly. The principle and method of the spin injection for semiconductors are introduced firstly. And then the research progress of silicon-based spin injection with magnetic tunnel junction (MTJ) as the core structure is reviewed. After that, the test principle, device structure and experimental method of silicon-based spin injection are discussed in detail. Finally, the main direction and research goal of silicon-based spin injection are pointed out, and the outlook of silicon-based spintronic devices is prospected.

Key words: spintronic device; silicon-based spin injection; spin detection; Hanle curve; magnetic tunnel junction

EEACC: 2550

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (61176092); 国家自然科学基金青年基金资助项目 (11104232); 陇原青年创新人才扶持计划

通信作者: 李成, E-mail: lich@xmu.edu.cn

0 引言

众所周知, 当今半导体行业面临着如何突破摩尔定律的限制。集成电路芯片的功耗和带宽已经接近其极限, 发展新型半导体器件成为重要的课题。其中, 自旋电子器件由于其低功耗等优点受到人们的广泛关注。硅基材料仍然是当前半导体行业的主流材料, 其工艺技术成熟、设备完善, 因此研制硅基自旋电子器件很自然地成为了半导体自旋电子学应用领域的研究热点之一。

考虑到半导体本身并不具备自旋极化, 故高效率的自旋注入是研制硅基自旋电子器件的首要课题。但由于长期受困于阻抗失配等问题的困扰, 硅基自旋注入的研究进展缓慢, 直到 2007 年才在实验上有所突破^[1]。此外, 自旋探测也是一大难点, 尤其是电自旋探测方法还有待完善。

本文简要概述了硅基自旋注入的研究进展, 首先介绍了半导体自旋注入的原理和方法, 再着重评述了以磁隧道结 (magnetic tunneling junction, MTJ) 结构为核心的硅基自旋注入的研究进展, 然后详细论述了硅基自旋注入的测试原理、器件结构和实验方法, 最后给出了硅基自旋注入的主要研究目标和发展方向, 并展望了硅基自旋电子器件的前景。

1 半导体自旋注入的原理和方法

研制半导体自旋电子器件的前提是能够在半导体中获得一定比例的自旋极化载流子, 即在半导体中产生稳定的自旋极化电流。产生自旋极化电流的方法主要有光自旋注入与电自旋注入两种方式。前者通常是利用一定波长的圆偏振光会对直接带隙半导体或掺杂半导体产生选择性带间跃迁, 从而把具有某一特定总角动量的价带电子激发到具有特定自旋方向的导带, 如总角动量为 $-3/2$ 的价带电子吸收一个角动量为 $+1$ 的光子后跃迁到自旋量子数为 $-1/2$ 的导带, 从而产生自旋极化载流子。该方法主要适用于光吸收效率较高的直接带隙半导体, 如 GaAs^[2-4]。后者主要是利用具有高自旋极化率的电极材料, 如铁磁性金属^[5-6]、Heusler 合金^[7] 和稀磁半导体^[8-9] 等, 通过与半导体进行接触的方式, 把电极中的自旋极化载流子以电流的方式注入到半导体中。这种方式对半导体的能带结构没有特

殊要求, 适用于硅基材料等常规半导体。

不管哪种方式, 都要先产生自旋劈裂, 即不同自旋取向的两个能级去简并。一般认为自旋劈裂是导致自旋极化的先决条件。根据能带理论, 对于非磁性材料, 费米面处自旋向上和自旋向下的载流子态密度是相同的, 不存在自旋极化与净磁矩; 但对于磁性材料, 费米面处不同自旋取向的两个子带在交换作用下产生相对位移, 即交换劈裂, 导致二者在费米面处的载流子态密度不相等, 这一态密度之差决定了其磁化强度和自旋极化率。换句话说, 磁性材料是天生具有较高自旋极化率的特殊材料 (部分磁性金属的自旋极化率 P 如表 1 所示), 并且磁性材料中产生的电流一般情况下也是自旋极化的, 这正是选用磁性材料作为常规半导体自旋注入的电极材料的最主要的原因。

表 1 常见铁磁金属材料的自旋极化率

Tab. 1 Spin polarizability of common ferromagnetic metal materials

磁性金属材料	$P/\%$
Fe	44
Co	45
Ni	33
Co ₅₀ Fe ₅₀	51
Co ₈₄ Fe ₁₆	49
Ni ₈₀ Fe ₂₀	48

那么是否只要把磁性材料 (如最易得到的磁性金属) 与半导体进行接触就能实现自旋注入呢, N. F. Mott^[10] 发现, 在低于居里温度下, 磁性金属中的载流子在大部分散射事件中, 自旋方向保持不变, 为此提出了双电流模型, 认为在磁性金属中, 自旋向上和自旋向下的电流相互独立, 如图 1 所示, 其中 i^\uparrow 和 i^\downarrow 分别表示自旋向上和自旋向下的电流, 与之相对应的电阻率分别用 ρ^\uparrow 和 ρ^\downarrow 来表示。

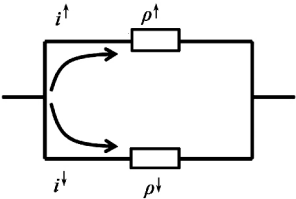


图 1 铁磁金属双电流电阻模型的等效电路

Fig. 1 Equivalent circuit of two-current resistor model for ferromagnetic metal

根据双电流模型 (图 2) 结合欧姆定律, 可以得到磁性金属与半导体接触自旋注入的基本公式^[11]

$$\nabla \mu^{\uparrow\downarrow} = -\frac{e j^{\uparrow\downarrow}}{\sigma^{\uparrow\downarrow}} \quad (1)$$

$$\nabla(j^{\uparrow} + j^{\downarrow}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\mu^{\uparrow} - \mu^{\downarrow}}{\tau_s} = D \nabla(\mu^{\uparrow} - \mu^{\downarrow}) \quad (3)$$

式中: $\mu^{\uparrow\downarrow}$ 为自旋向上和自旋向下的电化学势; $j^{\uparrow\downarrow}$ 为自旋向上和自旋向下的电流密度; $\sigma^{\uparrow\downarrow}$ 为自旋向上和自旋向下的电导率; τ_s 为自旋弛豫时间; D 为加权扩散常数。从而得到注入到半导体中的自旋极化率为

$$\gamma = \beta \frac{R_{FM}}{R_{SC} R_{FM}/R_{SC} + (1 - \beta^2)} \quad (4)$$

式中: R_{FM} 为磁性金属的电阻; R_{SC} 为半导体的电阻; β 为磁性金属电极中的自旋极化率; γ 为注入到半导体中的自旋极化率。通常情况下, R_{SC} 比 R_{FM} 大 10^4 以上, 即阻抗失配^[12], 导致 $\gamma < 1$ 。也就是说一般情况下直接把铁磁金属做到半导体表面是很难实现有效自旋注入的。理论上, 如果采用自旋极化率达到 100% 的 Heusler 合金将会克服这一困难, 但是迄今为止尚未在实验上实现。至于若选用稀磁半导体, 理论上也不会存在阻抗失配, 但是大多数稀磁半导体的居里温度较低, 不适合常温器件, 大大限制了其应用范围。因此, 解决铁磁金属与半导体接触的阻抗失配问题受到广泛重视。后来 E. I. Rashba^[13] 提出可以利用 MTJ 来克服这一困难。同样根据双电流模型可以得到

$$\gamma = \frac{r_F \beta + r_C \alpha}{r_F + r_C + r_N} \quad (5)$$

式中: r_F 为磁性电极材料本身的自旋阻; $\beta = (\sigma^{\uparrow} - \sigma^{\downarrow}) / (\sigma^{\uparrow} + \sigma^{\downarrow})$ 为磁性电极材料本身的自旋极化率; r_C 为隧道自旋阻; $\alpha = (\Sigma^{\uparrow} - \Sigma^{\downarrow}) / (\Sigma^{\uparrow} + \Sigma^{\downarrow})$ 为隧道自旋极化率, 其中 Σ^{\uparrow} 和 Σ^{\downarrow} 分别表示自旋向上和自旋向下电流的等效隧道电导率; r_N 为半导体材料的自旋阻。如果 $r_C \gg r_F$ 且 $r_C \gg r_N$, 则有 $\gamma = (\Sigma^{\uparrow} - \Sigma^{\downarrow}) / (\Sigma^{\uparrow} + \Sigma^{\downarrow})$, 即注入到半导体中的自旋电流极化率完全取决于隧道自旋极化率, 与电极材料和半导体材料的阻抗无关, 避开了前文提到的阻抗失配问题。尽管这一理论在

2000 年就被提出了, 但直到 2007 年才在硅基材料上有所突破^[16]。

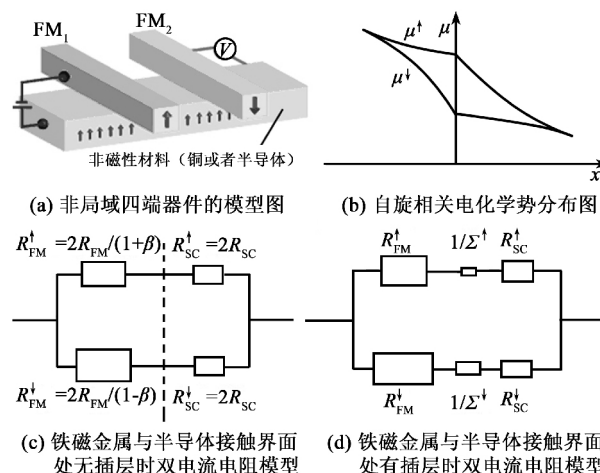


图 2 自旋注入双电流模型^[11]

Fig. 2 Double current model for the spin injection^[11]

2 硅基自旋注入的研究进展

B. T. Jonker 等人^[1]于 2007 年报道了利用 Fe/Al₂O₃/Si 这样的 MTJ 结构成功实现了低温下 ($T = 5$ K) 的硅基自旋注入 ($P = 10\%$)。紧接着 O. M. J. van't Erve 等人^[14]同样利用 Fe/Al₂O₃/Si 结构成功实现了低温下 ($T = 10$ K) 的硅基自旋注入, 同时提出了 Hanle 曲线测量法的雏形, 并且采用了非局域 (NL) 四端器件的结构和测量方法^[15]。2007 年, B. Q. Huang 等人^[16]报道了在未掺杂的单晶硅中, 自旋扩散长度可超过 350 μm 。2009 年, S. P. Dash 等人^[17]实现了室温 Si 基自旋注入, 在 300 K 时电子的自旋注入效率为 4.6%, 采用的典型结构为 n^+ (或 p^+) -Si/Al₂O₃/Ni₈₀Fe₂₀, 并测得电子的自旋寿命和自旋扩散长度分别为 140 ns 和 230 nm, 空穴的自旋寿命和自旋扩散长度分别为 270 ns 和 310 nm。此后, K. R. Jeon 等人^[18]把氧化层换成 MgO, 利用 CoFe/MgO/ n^+ -Si 结构同样实现了室温硅基自旋注入, 采用三端结构和 Hanle 曲线法测得自旋寿命和自旋扩散长度分别为 155 ns 和 220 nm。C. H. Li 等人^[19]甚至把测量温度提高到了 500 K, 据报道他们研制的铁磁金属 (FM) /SiO₂/ n -Si 结构器件在 500 K 下仍然能够测量到自旋极化信号。随着石墨烯材料的研究越来越热, 有研究者认为把隧穿介质层材料换成石墨烯后自旋注入的效果可能会更好^[20], 相关研究工作正

在进行中^[21]。另一些研究者把目标转向改变铁磁电极材料,采用理论上自旋极化率更高的半金属如 Fe_3O_4 ^[22] 或 Heusler 合金如 LSMO ($\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$)^[23] 等,以期提高自旋注入效率。最近,更有研究者开始尝试把铁磁氧化物如 EuO ^[24] 直接做到半导体表面来进行自旋注入。

此外, K. Hamaya 等人^[25] 直接利用肖特基结的隧道效应来进行硅基自旋注入。正如前文所述,一般情况下直接把磁性金属做到半导体表面将会面临阻抗失配问题,因此需要对接触界面进行一些特殊处理,如进行 δ 掺杂^[26-28],这样做的好处不仅解决了阻抗失配问题,同时使得肖特基势垒宽度变窄,有利于自旋相关隧穿过程,提高了自旋注入效率。但是这种方式还面临着一个困难,由于磁性金属与半导体直接接触容易形成合金化,从而使得电极失效,因此制备样品时温度要求尽量低,或者干脆采用硅基 Heusler 合金,如 Co_2FeSi ^[28] 作为电极材料。

3 自旋探测的原理和方法

相应于自旋注入,自旋探测的方法也主要分为光自旋探测和电自旋探测两种。其中光自旋探测^[2] 出现较早,但受到被测样品发光效率的影响,对于常规半导体如硅基材料在应用中受到限制。下面着重介绍一下当前主流的电自旋探测——Hanle 曲线法^[29]。

测量原理如图 3 所示。若体系是自旋极化的,则由于自旋劈裂使得不同自旋取向的载流子之间产生电化学势之差,记为 $\Delta\mu$; 此时,若在自旋极化平面垂直方向上加磁场,则由于在 Larmor 频率处的自旋进动将引起体系去自旋极化,从而使得 $\Delta\mu$

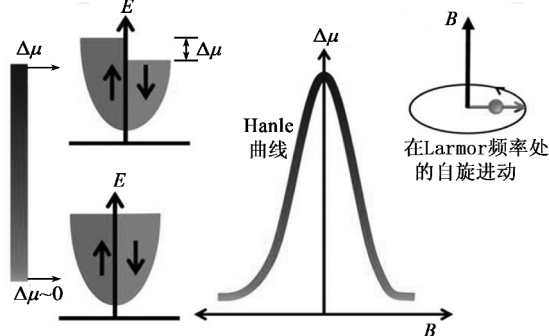


图 3 Hanle 曲线法测试原理^[29]

Fig. 3 Test principle of Hanle curve^[29]

趋于零;若能设法测得 $\Delta\mu$ 随外磁场 B 变化的曲线,即为 Hanle 曲线,则可由式 (6) 得到自旋极化率和自旋弛豫时间等重要信息

$$\Delta\mu(B) = \frac{\Delta\mu(0)}{1 + (\omega_L/\tau_s)^2} \quad (6)$$

式中: $\omega_L = g\mu_B B/\hbar$ 为 Larmor 频率,其中 g 为电子的 g 因子,对于硅材料通常取 2, μ_B 为玻尔磁子, B 为磁感应强度, \hbar 为约化普朗克常数; τ_s 为自旋弛豫时间; $\Delta\mu(0)$ 为初始电化学势之差。

以三端器件为例,具体的器件结构如图 4 所示^[30],当采用 Hanle 曲线法进行自旋注入相关测量的时候,原则上要求图 4 中 A 和 C 两点之间的距离远大于自旋扩散长度,以保证测得完整的 Hanle 曲线,结果如图 5 所示 ($1 \text{ Oe} = 79.6 \text{ A/m}$)。

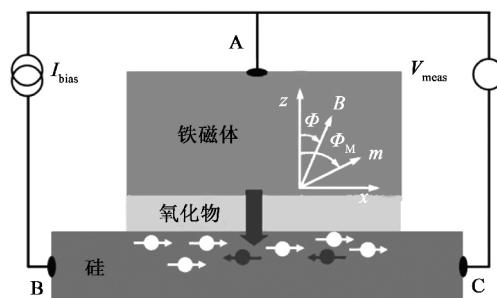


图 4 三端器件结构示意图^[30]

Fig. 4 Structure diagram of three-terminal device^[30]

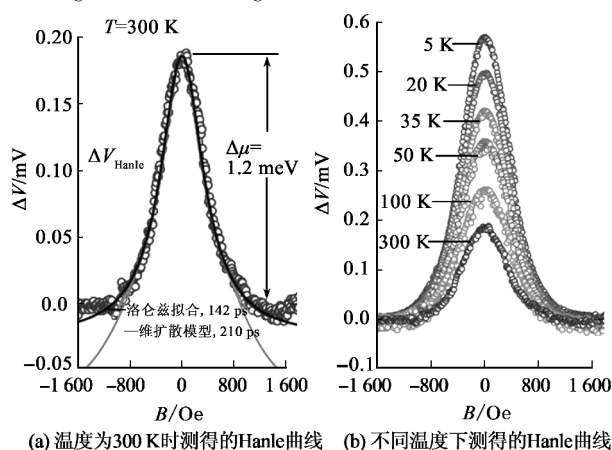


图 5 Hanle 曲线测试结果^[30]

Fig. 5 Hanle curve measurement results^[30]

测得 Hanle 曲线以后,可以先提取出隧道自旋极化率 (P_{TS}), 此时有

$$V = R_{\text{tun}} I + \Delta V \quad (7)$$

$$\Delta V = P_{\text{TS}} \times \Delta\mu/2 \quad (8)$$

式中: R_{tun} 为隧道电阻; I 为自旋注入电流; V 为 AC 端的测量电压值; ΔV 为 Hanle 曲线的峰高对应

的电压差; P_{TS} 为隧道自旋极化率; $\Delta\mu$ 为自旋劈裂引起的电化学势之差。

然后, 可以进一步根据式 (6) 提取出自旋弛豫时间。理论上, 采用结构相对简单的三端器件, 通过 Hanle 曲线测试就能够得到自旋极化率和自旋弛豫时间等重要信息, 但由于三端器件中自旋注入端和测量端 (如图 4 中 A 点) 共点, 导致一些争议。有研究者认为三端器件测量到的自旋积聚只发生在铁磁金属与半导体的界面处, 也就是说他们并不认为自旋极化电流已经成功被注入到了半导体中^[31-32]。为此, 提出了四端器件^[15 33], 如图 6 所示^[33]。相当于把图 4 中的 A 端从中间切开, 使自旋注入端与测量端分离。这样做的好处主要有两点, 一是解决了先前提到的争议问题, 二是可以通过改变注入端与测量端之间的距离 (如图 6 中的 d 值) 直接测量得到自旋扩散长度。当然, 要想测得自旋注入端的自旋极化率, 原则上要求 d 值越小越好, 这在器件制作上增加了一些难度, 尤其是对于一些自旋扩散长度较小的半导体, 如高掺杂浓度的硅和高掺杂浓度的锗等。

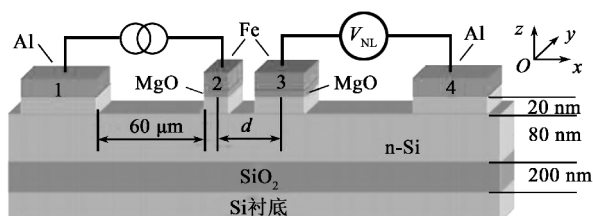


图 6 四端器件结构示意图^[33]

Fig. 6 Structure diagram of four-terminal device^[33]

后来, 研究者们在同一个器件上同时制作了三端和四端结构^[34-35], 对比发现两者都能测出 Hanle 曲线。不过 M. Kameny 等人^[34]发现采用三端结构器件直接测量得到的自旋寿命 (4 ~ 7 ns) 比四端器件的自旋寿命 (8 ns) 略小, 为此他们提出了改良的自旋漂移-扩散理论, 并认为自旋漂移在三端器件中对计算自旋寿命起到关键作用。

4 结语

硅基自旋注入的发展目标主要有三点: 一是提高工作温度和稳定性; 二是提高自旋注入效率; 三是提高自旋寿命和自旋扩散长度。前两点对电极材料提出了较高的要求, 寻找高自旋极化率、高居里温度和化学稳定性的新材料将是一大发展方向; 此

外, 以当前主流的 MTJ 结构为例, 由于自旋注入效率主要取决于隧道自旋极化率, 因此寻找具有更高隧道自旋极化率的介质层材料也是一大热点; 最后, 由于自旋寿命和自旋扩散长度跟半导体的掺杂浓度相关, 要求沟道材料最好是低掺杂的, 但是低掺杂半导体在自旋注入界面容易引起阻抗失配、肖特基势垒变宽不利于自旋注入等问题, 故进行适当的表面改性 (如 δ 掺杂) 也将是一大趋势。总的来说, 硅基自旋注入尚处于起步阶段, 不管是新材料的挖掘, 还是器件结构的调整, 又或者探测方法的改进上都有很多工作可做。不久的将来, 随着自旋电子器件的研制成功, 将会带来一场新的电子领域的革命。

参考文献:

- [1] JONKER B T, KIOSEOGLU G, HANBICKI A T, et al. Electrical spin-injection into silicon from a ferromagnetic metal/tunnel barrier contact [J]. *Nature Physics*, 2007 (3): 542-546.
- [2] LAMPEL G. Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors [J]. *Physical Review Letters*, 1968, 20 (10): 491-493.
- [3] PIERCE D T, MEIER F. Photoemission of spin-polarized electrons from GaAs [J]. *Physical Review: B*, 1976, 13 (12): 5484-5500.
- [4] WU M W, JIANG J H, WENG M Q. Spin dynamics in semiconductors [J]. *Physics Reports*, 2010, 493 (2/3/4): 61-236.
- [5] ALVARADO S F, RENAUD P. Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs [J]. *Physical Review Letters*, 1992, 68 (9): 1387-1390.
- [6] JANSEN R. Silicon spintronics [J]. *Nature Materials*, 2012 (11): 400-408.
- [7] de GROOT R A, MUELLER F M, van ENGEN P G, et al. New class of materials: half-metallic ferromagnets [J]. *Physical Review Letters*, 1983, 50 (25): 2024-2026.
- [8] DIETL T, OHNO H, MATSUKURA F, et al. Zener model description of ferromagnetism in zinc-blende magnetic semiconductors [J]. *Science*, 2000, 287 (5455): 1019-1022.
- [9] TANG J S, WANG C Y, HUNG M H, et al. Ferromagnetic germanide in Ge nanowire transistors for spintronics application [J]. *ACS Nano*, 2012, 6 (6): 5710

- 5717.
- [10] MOTT N F. The resistance and thermoelectric properties of the transition metals [J]. Proceedings of the Royal Society of London: Series A, 1936, 156 (888): 368-382.
 - [11] TANIYAMA T, WADA E, ITOH M, et al. Electrical and optical spin injection in ferromagnet/semiconductor heterostructures [J]. NPG Asia Materials, 2011 (3): 65-73.
 - [12] SCHMIDT G, FERRAND D, MOLENKAMP L W, et al. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor [J]. Physical Review: B, 2000, 62 (8): 4790-4793.
 - [13] RASHBA E I. Theory of electrical spin injection: tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem [J]. Physical Review: B, 2000, 62 (24): 16267-16270.
 - [14] van't ERVE O M J, HANBICKI A T, HOLUB M, et al. Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry [J]. Applied Physics Letters, 2007, 91 (21): 212109-1-212109-3.
 - [15] JOHNSON M, SILSBEE R H. Interfacial charge-spin coupling: injection and detection of spin magnetization in metals [J]. Physical Review Letters, 1985, 55 (17): 1790-1793.
 - [16] HUANG B Q, MONSMA D J, APPELBAUM I. Coherent spin transport through a 350-micron-thick silicon wafer [J]. Physical Review Letters, 2007, 99 (17): 177209-1-177209-4.
 - [17] DASH S P, SHARMA S, PATEL R S, et al. Electrical creation of spin polarization in silicon at room temperature [J]. Nature, 2009, 462: 491-494.
 - [18] JEON K R, MIN B C, SHIN I J, et al. Electrical spin accumulation with improved bias voltage dependence in a crystalline CoFe/MgO/Si system [J]. Applied Physics Letters, 2011, 98 (26): 262102-1-262102-3.
 - [19] LI C H, van't ERVE O M J, JONKER B T. Electrical injection and detection of spin accumulation in silicon at 500 K with magnetic metal/silicon dioxide contacts [J]. Nature Communications, 2011, 2: 245-1-245-7.
 - [20] DERY H. Spin injection: graphene wins the match [J]. Nature Nanotechnology, 2012, 7 (11): 692-693.
 - [21] HAN W, KAWAKAMI R K, GMITRA M, et al. Graphene spintronics [J]. Nature Nanotechnology, 2014, 9 (10): 794-807.
 - [22] BHAT S G, KUMAR P S A. Room temperature electrical spin injection into GaAs by an oxide spin injector [J]. Scientific Reports, 2014, 7 (4): 5588-1-5588-5.
 - [23] POGGINI L, NINOVA S, GRAZIOSI P, et al. A combined ion scattering, photoemission, and DFT investigation on the termination layer of a $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ spin injecting electrode [J]. The Journal of Physical Chemistry: C, 2014, 118 (25): 13631-13637.
 - [24] AVERYANOV D V, SADOBYEV Y G, TOKMACHEV A M, et al. Direct epitaxial integration of the ferromagnetic semiconductor EuO with silicon for spintronic applications [J]. ACS Applied Materials and Interfaces, 2015, 7 (11): 6146-6152.
 - [25] HAMAYA K, ANDO Y, MASAKI K, et al. Room-temperature detection of spin accumulation in silicon across Schottky tunnel barriers using a metal-oxide-semiconductor field effect transistor structure [J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113 (17): 17C501-1-17C501-6.
 - [26] ANDO Y, YAMADA S, KASAHARA K, et al. Effect of the magnetic domain structure in the ferromagnetic contact on spin accumulation in silicon [J]. Applied Physics Letters, 2012, 101 (23): 232404-1-232404-4.
 - [27] KASAHARA K, BABA Y, YAMANE K, et al. Spin accumulation created electrically in an n-type germanium channel using Schottky tunnel contacts [J]. Journal of Applied Physics, 2012, 111 (7): 07C503-1-07C503-3.
 - [28] KASAHARA K, FUJITA Y, YAMADA S, et al. Greatly enhanced generation efficiency of pure spin currents in Ge using Heusler compound Co_2FeSi electrodes [J]. Applied Physics Express, 2014, 7 (3): 033002-1-033002-4.
 - [29] JANSEN R, DASH S P, SHARMA S, et al. Silicon spintronics with ferromagnetic tunnel devices [J]. Semiconductor Science and Technology, 2012, 27 (8): 083001-1-083001-26.
 - [30] SHARMA S. Electrical creation of spin polarization in silicon devices with magnetic tunnel contacts [M]. Groningen: University of Groningen Library, 2013.
 - [31] JAIN A, LOUAHADJ L, PEIRO J, et al. Electrical spin injection and detection at Al_2O_3 /n-type germanium interface using three terminal geometry [J]. Applied Physics Letters, 2011, 99 (16): 162102-1-162102-3.

(下转第 683 页)

- 797.
- [6] BRAGA D, GUTIÉRREZ L I, BERGER H, et al. Quantitative determination of the band gap of WS₂ with ambipolar ionic liquid-gated transistors [J]. Nano Letters, 2012, 12 (10): 5218–5223.
- [7] RADISAVLJEVIC B, RADENOVIC A, BRIVIO J, et al. Single-layer MoS₂ transistors [J]. Nature Nanotechnology, 2011, 6 (3): 147–150.
- [8] COLEMAN J N, LOTYA M, O' NEILL A, et al. Two-dimensional nanosheets produced by liquid exfoliation of layered materials [J]. Science, 2011, 331 (6017): 568–571.
- [9] TONGAY S, FAN W, KANG J, et al. Tuning inter-layer coupling in large-area heterostructures with CVD-grown MoS₂ and WS₂ monolayers [J]. Nano Letters, 2014, 14 (6): 3185–3190.
- [10] HAN S W, KWON H, KIM S K, et al. Band-gap transition induced by interlayer van der waals interaction in MoS₂ [J]. Physical Review: B, 2011, 84 (4): 045409–045413.
- [11] KRESSE G, FURTHMÜLLER J. Software VASP, vienna (1999) [J]. Physical Review: B, 1996, 54 (11): 169.
- [12] GRIMME S. Semiempirical GGA-type density functional constructed with a long-range dispersion correction [J]. Journal of Computational Chemistry, 2006, 27 (15): 1787–1799.
- [13] PERDEW J P, BURKE K, ERNZERHOF M. Generalized gradient approximation made simple [J]. Physical Review Letters, 1996, 77 (18): 3865–3868.
- [14] ZHU M Y, WANG J J, HOLLOWAY B C, et al. A mechanism for carbon nanosheet formation [J]. Carbon, 2007, 45 (11): 2229–2234.
- [15] SHU H B, CAO D, LIANG P, et al. Band-offset effect on localization of carriers and p-type doping of InAs/GaAs core-shell nanowires [J]. Physics Letters: A, 2013, 377 (21): 1464–1468.
- [16] DOBRUSHIN R L, KOTECKÝR, SHLOSMA S B. Wulff construction: a global shape from local interaction [M]. Providence, Rhode Island: American Mathematical Society, 1992.

(收稿日期: 2015-03-16)

作者简介:

沈涛 (1989—), 男, 浙江绍兴人, 硕士研究生, 研究方向为过渡金属二硫化物的纳米结构第一性原理计算;



梁培 (1982—), 男, 湖北武汉人, 博士, 硕士研究生导师, 研究方向为过渡金属二硫化物的纳米结构第一性原理计算。

(上接第 646 页)

- [32] UEMURA T, KONDO K, FUJISAWA J, et al. Critical effect of spin-dependent transport in a tunnel barrier on enhanced Hanle-type signals observed in three-terminal geometry [J]. Applied Physics Letters, 2012, 101 (13): 132411-1–132411-4.
- [33] SUZUKI T, SASAKI T, OIKAWA T, et al. Room-temperature electron spin transport in a highly doped Si channel [J]. Applied Physics Express, 2011, 4 (2): 023003-1–023003-3.
- [34] KAMENO M, ANDO Y, SHIKOH E, et al. Effect of spin drift on spin accumulation voltages in highly doped silicon [J]. Applied Physics Letters, 2012, 101 (12): 122413-1–122413-4.
- [35] BRUSKI P, MANZKE Y, FARSHCHI R, et al. All-electrical spin injection and detection in the Co₂FeSi/GaAs hybrid system in the local and non-local configuration [J]. Applied Physics Letters, 2013, 103 (5): 052406-1–052406-4.

(收稿日期: 2015-03-10)

作者简介:

卢启海 (1982—), 男, 浙江黄岩人, 在职博士生, 助理研究员, 研究方向为硅基自旋电子器件;



李成 (1970—), 男, 河北张家口人, 博士, 教授, 博士生导师, 研究方向为硅基光电子材料与器件, 在硅基锗硅材料的外延技术, SGOI/GOI 材料的制备, 锗表面界面及锗器件工艺技术、以及硅基长波长光电探测器等方面有深入研究。